

Title	鉛直ガラスパイプ中を流れる紛粒体のダイナミクス (複雑流体の数理解析II)
Author(s)	荒井, 大知; 舘田, 彩恭子; 森山, 修; 松下, 貢
Citation	数理解析研究所講究録 (2001), 1184: 164-177
Issue Date	2001-01
URL	http://hdl.handle.net/2433/64605
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

鉛直ガラスパイプ中を流れる粉粒体のダイナミクス

中央大学大学院理工学研究科物理学専攻

荒井大知 (Taichi Arai), 館田彩恭子 (Sayako Tateda), Rikard Brannvall,

森山修 (Osamu Moriyama), 松下貢 (Mitsugu Matsushita)

Department of physics, Chuo University

§ 1 Introduction

鉛直に立てた細いガラスパイプに上から粉粒体を流し込む。すると、ガラスパイプ中の粉粒体は重力によって下方向に流れる。このとき粉粒体は一様な流れをみせるが、パイプの下端を部分的に塞ぐなど粉粒体の下方向の流れを妨げるような環境を意図的につくと、流れは一様流 (図 1.1) から疎密流 (図 1.2) に変化する。

粉粒体独特の挙動としては他にも、対流¹⁾、サイズ分離²⁾、Bubbling³⁾、などがあり、科学的な関心や工業的な応用の両面から研究が進められている。粉粒体のつくる疎密流は Slugging という現象として古くから知られており、閉塞による詰まりのトラブルを解決するための応用面で研究されてきた。科学的な面では、最初に Molecular Dynamics (MD) や Lattice-Gas Automata (LGA) による数値シミュレーションが行われた。Peng らによる LGA の数値シミュレーション⁴⁾では、疎密の発生する本質的な要因は粉粒体同士の衝突、壁との摩擦によるエネルギー散逸であることを明らかにした。また、疎密波の密度揺らぎのパワースペクトルがベキ乗則に従い、 $P(f) \sim f^{-\alpha}$ (f は周波数) として、ベキ指数 α がほぼ $4/3$ であることを示した。後から続いた実験では、堀川らが初めて定量的な実験を行った⁵⁾。彼らはパイプの下端を部分的に塞ぐことで

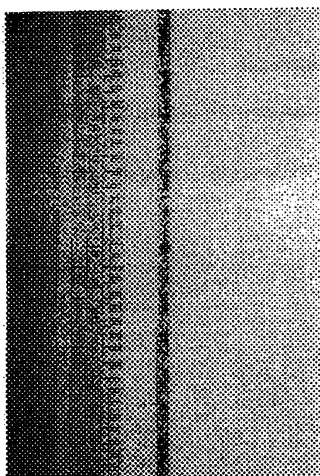


図 1.1 一様流

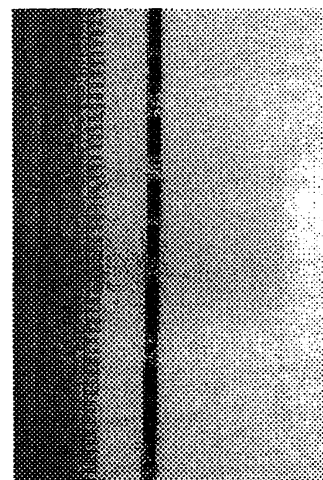


図 1.2 疎密流

疎密流が形成されることを発見した。この事実は、数値シミュレーションでは考慮されていなかった流れの媒質としての空気と粉粒体の相互作用が疎密流形成の重要な要因であるということを示唆している。また、測定した密度揺らぎのパワースペクトルは $P(f) \sim f^{-\alpha}$ のべき乗則に従い、指数 α はほぼ 1.5 であるという結果を得た。

中原と磯田は液体中を流れる金属球の実験を行った⁶⁾。彼らは粉粒体の Input Rate を変えることでパイプ中の粉粒体の密度を制御した。この実験でわかったことはパイプ中の粉粒体の密度が低い状態では疎密流は発生せず、密度を大きくすると発生するという事だった。また、密度揺らぎのパワースペクトルは $P(f) \sim f^{-\alpha}$ のべき乗則に従い、その指数 α はほぼ 0.8 であった。もう一つ彼らが得た重要な実験結果は、Input Rate を変えることと媒質である液体の粘性率を変えることは粉粒体の疎密形成に関して同じ意味をもつことであった。

黒岩らはパイプ下端にフラスコを取り付け、そこから排出される空気の流量を流量計で制御することで、疎密流形成のより定量的な実験を行った^{7) 8) 9)}。これまでの実験で示されたように、予想通り流量計のコックを開いた状態では粉粒体は一様に流れ、コックを閉めることで疎密流を発生させることができた。コックをよりきつく閉めたときほど疎密がよりパイプの上部で発生することがわかった。この実験で得られたもっとも重要な結果は、疎密流でのパワースペクトルのべき指数 α が空気の排出流量、測定位置によらず、ほぼ $4/3$ で robust であり、LGA シミュレーションで得たべき指数 $4/3$ と一致したことである(図 1.3)。

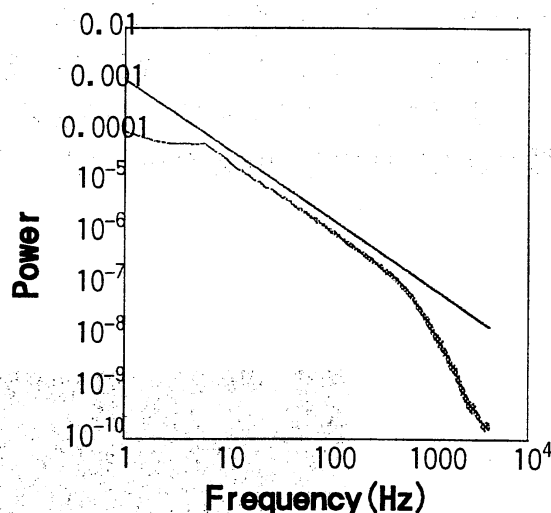


図 1.3 空気の排出流量 0ml/min のときにホッパーの下 120cm の位置で測定した密度揺らぎの時系列信号のパワースペクトル。ガイドラインは $f^{-4/3}$

我々の実験は、上記の黒岩らの実験と同じ装置を用いて行う。ひとつ違うことはパイプの内径を 3mm から 5mm に変えたことである。パイプの内径を太くすることは粉粒体の管中での振る舞いを一次元的な系からより自由度の大きい系に拡張することを意味する。こうした状況の変化によって 3mm 管で得られたベキ指数 $4/3$ の普遍性を確かめることが本研究の目的となる。

§2 実験方法

実験装置の模式図を図 2.1 に示す。管は内径 5mm 長さ 1500mm のガラスパイプを用いる。パイプ最上部はホッパー型になっており、そこから一定量の粉粒体が流れるようにする。その上には密度の揺らぎを測定するのに十分な量の粉粒体を貯蔵できるように大きめのホッパーをとりつけ、ここに砂を流し込む。

パイプの下端にはフラスコを取り付け、ここで砂を受け止める。空気の抜け口には流量計を取り付けて外に抜ける空気の流量を調節できるようにする。密度揺らぎの測定にはレーザー透過光測定装置 (KEYENCE LX2-02) を用いた。パイプをはさんで投光器と受光器を設置し、パイプ中に何も無いときの透過電圧を 2V に設定しておく。測定装置のスリット幅は 10mm で、幅方向の密度揺らぎはとらえられず、その平均値が一次元量として測定される。信号は AD コンバータによって離散データに変換され、パーソナルコンピュータに取り込まれる。サンプリング周波数は速い粉粒体の動きをとらえるために、4096Hz と高めに設定している。時系列信号の解析方法として 2 秒間の時系列信号を離散フーリエ変換して得たパワースペクトルのサンプル 640 個を平均したものをみることにする。

実験に用いる粉流体は直径がおよそ 0.5mm 程度で形のそろっていないカラーサンド (図 2.2) である。これがパイプ中を流れると砂同士の摩擦で静電気が発生してしまう。これが実験の結果に影響をおよぼすといけなないので、この効果を極力排除するために、実験はビニールシートで覆われた空間中で加湿器を使い湿度を約 60% で一定の環境

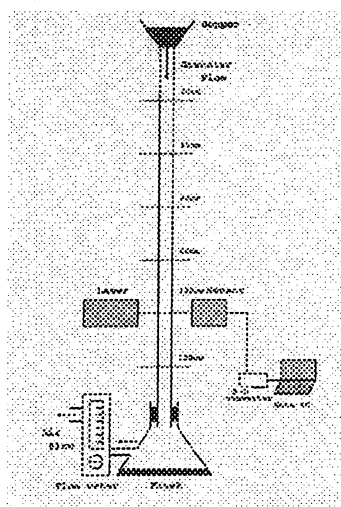


図 2.1 実験装置

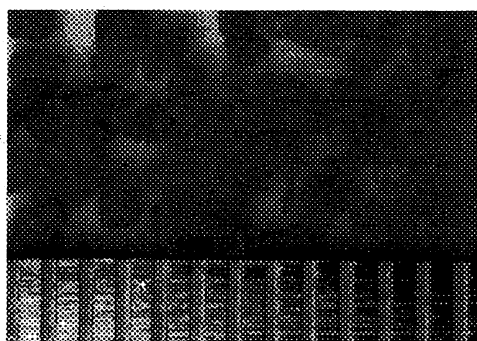


図 2.2 使用した粉粒体 (目盛りは 1mm)

に保って行った。また、実験器具もあらかじめ静電気防止剤でよく洗浄しておく。何度も砂を流しているとそのうちにパイプ内部に削れた砂が付着してよごれてしまい、流れにくくなってしまいますので、その効果が目に見えるつどパイプ内部を洗浄して一定の状態の実験をできるようにしている。

§3 実験結果

3.1 一様流と疎密流

図 3.1 がホッパーの下 100cm の位置で得られた一様流と疎密流、両極端部の 2 秒間の時系列信号である。左側が一様流の時系列信号で、その密度揺らぎは見た目には一様である。右側は疎密流の時系列信号で電圧値が低い平らの部分が粉粒体の密度の高いクラスター（密度波）の部分を表す。それぞれ長さの異なるクラスターとその間の疎の部分交互に繰り返されてこのような時系列信号になる。これら 2 つの異なる環境条件での時系列信号を離散フーリエ変換することで得られた 640 個のサンプルを平均したパワースペクトルを示したのが図 3.2 である。これをみると両者の特徴はまるで異なることがわかる。これからの実験で、どのような過程を経てガラスパイプ中の粉粒体の流れが一様流から疎密流に変化してゆくのか、条件を徐々に変えながら詳しく調べてみる。

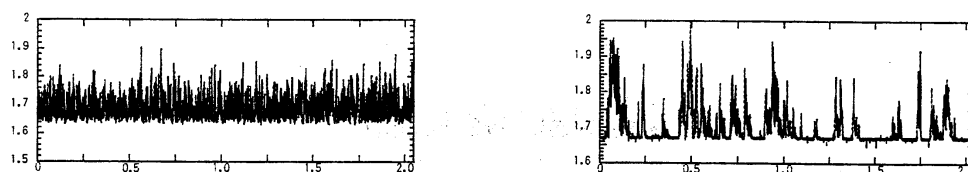


図 3.1 一様流と疎密流の時系列信号

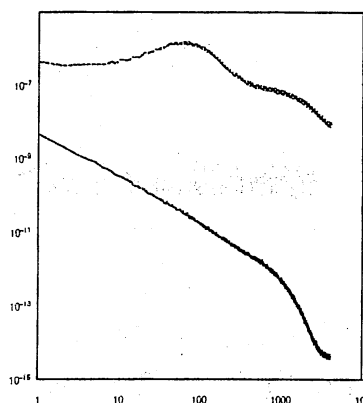


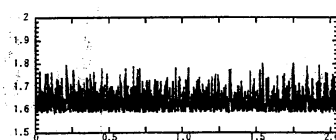
図 3.2 一様流と疎密流のパワースペクトル

3.2 open

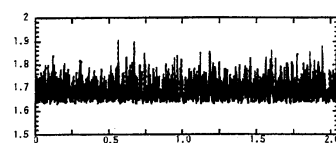
はじめに、パイプ下端にとりつけたフラスコから抜ける空気の排出流量を固定し、ホッパーからの位置ごとの密度揺らぎ、そのパワースペクトルの変化を見てゆく。

パイプ下端にフラスコを付けて空気の排出流量を制限せずにそのまま流す (open)。そのときの密度変化の時系列信号を示したのが図 3.3 である。パイプ下端は大気開放されているので流れはとても速く、ほぼ一様である。これら 3 つの時系列信号の違いは見た目では区別がつかない。この open の環境において、疎密波はまったく観察することはできない。

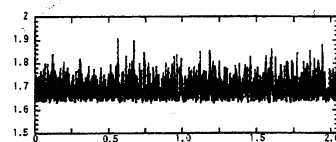
これらの時系列信号を離散フーリエ変換して得たパワースペクトルを示したのが図 3.4 である。各スペクトルはそれぞれ比較しやすいように適当にシフトしてある。パワースペクトルはホワイトノイズのようになるが、それぞれに特徴的なピークを観察することができる。このピークはホッパーの下 10cm の位置ですで見ることができ、パイプ下部に進むにしたがって低周波側にシフトする。このピークの周波数は粉粒体の落下速度に依存することがわかっているが、その原因や何を意味しているのかはまだわかっていない。ピークより高周波部のスペクトル強度は徐々に弱まるが、ベキ的ではないようである。疎密波の発生しないこの領域ではベキ的な直線の傾きをみることはできない。



20cm



60cm



100cm

図 3.3 open の時系列信号
縦軸は電圧 (V) 横軸は時間 (sec)

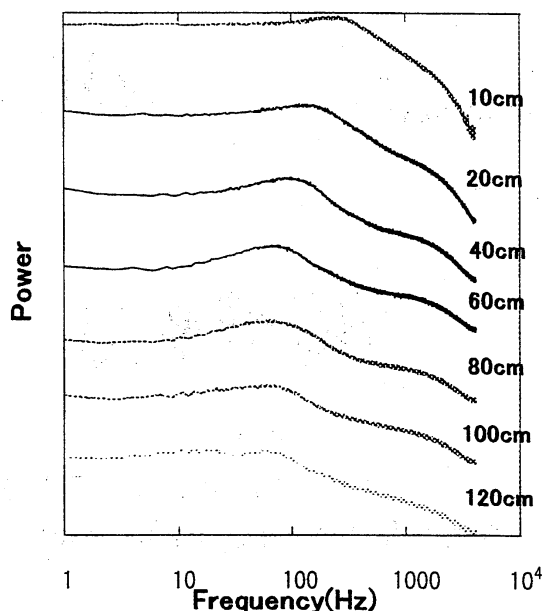


図 3.4 open のパワースペクトル
(両対数表示)

3.3 排出流量 1000ml/min

今度は、パイプの下端にフラスコと流量計をとりつけて、空気の排出流量を 1000ml/min に制限した場合をみてゆく。図 3.5 がそのときの密度揺らぎの時系列信号を示したもので、左上からホッパーから 20cm、60cm、100cm の位置で測定したものである。空気の流量を制限することではじめて、パイプ下部においてごく短いものではあるが疎密を観察できるようになる。信号は透過電圧の強度でとっているのので、低い平らの部分が密度波の部分である。疎密流はすでにホッパー下 60cm の位置で観察されが、安定したものではない。信号の揺らぎの幅が open のときと比べて大きくなっていることが、ホッパー下 60、100cm の位置で観察される。このことは粉粒体が一樣流のときと比べて低い数密度で流れていることを意味する。

これらの時系列信号を離散フーリエ変換することで得られたパワースペクトルを示したのが図 3.6 である。この領域ではホッパー下 60cm の位置から下で疎密を観察できる。パワースペクトルの特徴は疎密のできていない 20、40cm の点と発生しているそれより下の点では異なっている。疎密のできていない 20、40cm のところでは open のときのパワースペクトルとそれほど違いはない。疎密の発生する 60cm より下では 10Hz 付近の周波数帯の成分が増大し、およそ 10~200Hz の範囲で傾きが直線的になる。しかしここではまだ完全な直線ではなく少したわんでいる。ベキ指数を 10~200Hz の範囲で最小二乗フィッティングすることで調べる。その結果 80cm で 1.61、100cm で

1.43、120cm で 1.33 というベキ指数を得た。パイプ下方ほど疎密がはっきり現れるのに対応し、パワースペクトルの直線もはっきりしてゆく。

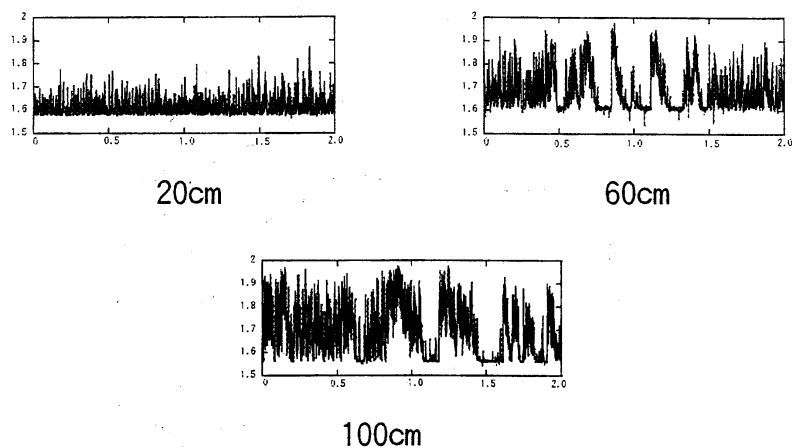


図 3.5 排出流量 1000ml/min の時系列信号
縦軸は電圧 (V) 横軸は時間 (sec)

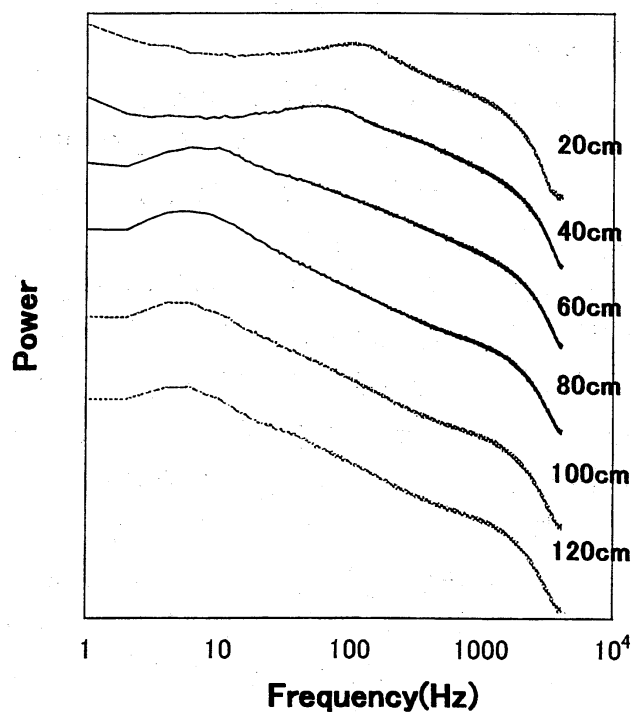
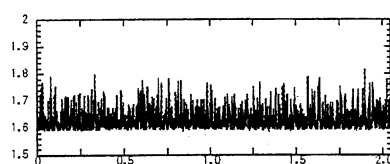


図 3.6 排出流量 1000ml/min のパワースペクトル
(両対数表示)

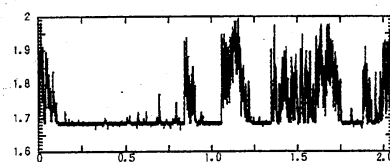
3.4 排出流量 200ml/min

前の排出流量 1000ml/min から、さらに流量計のバルブを閉めて空気の排出流量を 200ml/min に制限したときの測定結果を示す。図 3.7 はそのときに得られた 2 秒間の時系列信号であり、上からホッパーの下 20、60、80cm 位置で測定したものである。

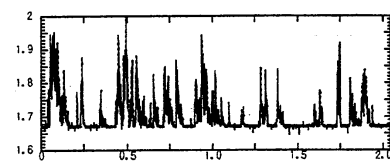
空気の排出流量 200ml/min というのは粉粒体にとってかなり流れにくい条件になる。こうすることで、疎密はパイプのもっと上部で観察でき、安定した疎密流ができるようになる。この環境では、排出流量 1000ml/min の環境では観察されないような長いクラスターが観察されるようになる。その長さは長いもので 1 秒程度になるものもある。また、電圧値が高いところは粉粒体の密度が低いことを意味するのだが、上限の 2V すなわち粉粒体の数密度がゼロになる瞬間もある。疎密は空気の流量をきつく制限して粉粒体を流れにくくすることで、よりはっきりと現れることがわかる。



20cm



60cm



100cm

図 3.7 排出流量 200ml/min の時系列信号
縦軸は電圧(V) 横軸は時間(sec)

これらの時系列信号を離散フーリエ変換して得たパワースペクトルが図3.8である。前の排出流量 1000ml/min のときと似たベキ乗的な傾きをもつパワースペクトルが疎密波の発生するホッパー下 40cm の位置より下で観察される。前の 1000ml/min のときとの違いは、1~10Hz 付近の低周波成分がさらに増大して 1~500Hz の長い周波数帯にわたってベキ的な直線の傾きをもつようになる。1~10Hz の低周波成分部が増大することは 0.1~1 秒ほどのやや長い疎の部分と密の部分の周期的繰り返し成分が増えていることを意味している。

ベキ指数を 10~200Hz の範囲で最小二乗フィッティングすることで調べる。その結果 60cm で 1.28、80cm で 1.27、100cm で 1.32、120cm で 1.31 というベキ指数を得た。誤差を考慮に入れると、60cm で発生する疎密流が下方向に流れていっても、その性質は変わらないということがわかる。つまり、上部で発生する疎密流がそのまま定常状態に達していることがわかる。

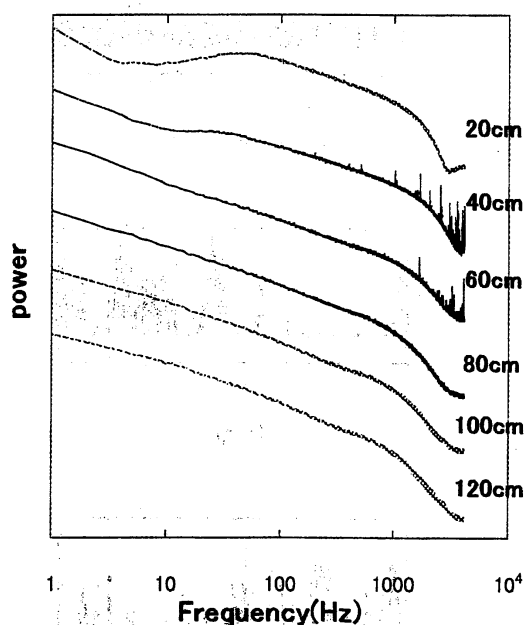


図 3.8 排出流量 200ml/min のパワースペクトル
(両対数表示)

3.5 排出流量を変化させたときのパワースペクトルの遷移

測定位置をホッパー直下 80cm に固定し、空気の排出流量を変えたときのパワースペクトルの遷移を表したのが図 3.9 である。Open のホワイトノイズ的なところから徐々に傾きをなし、たわんだ直線から、はっきりとしたベキ的な直線になってゆく様子がわかる。最小二乗フィッティングした結果 1000ml で 1.43、600ml で 1.37、400ml で 1.33、200ml で 1.31、100ml で 1.34、closed で 1.48 というベキ指数を得た。ベキ指数を見ると、600ml 付近で疎密流は定常状態に達していることがわかる。

空気の流量計を完全に閉じてしまう Closed の状態では粉粒体はしばらくすると目詰まりを起こして流れが止まってしまうことがあり、安定した疎密流を測定することができず、きれいなパワースペクトルを得ることができなかった。3mm 管では Closed でも安定した疎密流を観察できるが、内径がより大きい 5mm 管では砂が流れにくく、閉塞を起こしやすい傾向がある。

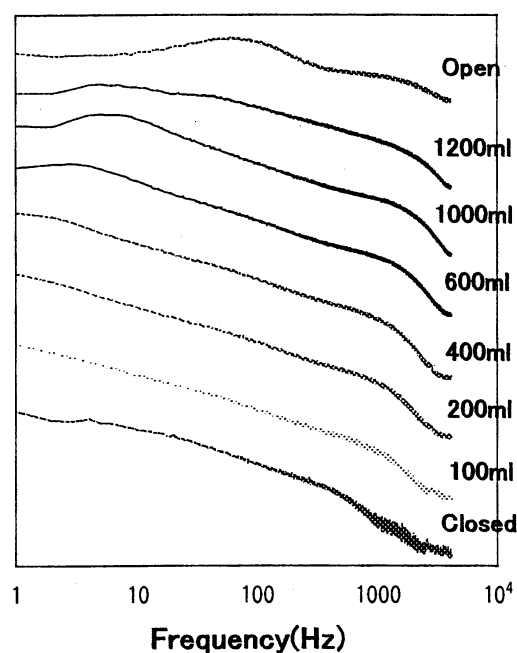


図 3.9 排出流量を変化させたときのパワースペクトルの遷移

3.6 パワースペクトルのベキ指数

最も安定した疎密流が観察され、疎密が 60cm のところより下で定常に達しているとおもわれる、排出流量 200ml/min でのパワースペクトルを 10~200Hz の範囲で最小二乗フィッティングして得た傾きをプロットしたものが図 3.10 である。60、70、80、90、100、120cm におけるベキ指数の平均は 1.30 ± 0.05 で、3mm 管で結論付けられたベキ指数 $\alpha \doteq 4/3$ とほぼ一致した。

図 3.11 は 3mm 管と 5mm 管の疎密流の同じホッパー下 80cm の位置でのパワースペクトルを比較したものである。2 つのスペクトルの間に引いてある直線は $f^{-4/3}$ のガイドラインである。両直線の傾きは、ほぼ $f^{-4/3}$ のガイドラインと平行しており、この図からも両者のベキ指数は一致していると結論付けられる。

両者の違いでは 5mm 管のほうがより広い周波数帯でベキになっているということがある。これは、5mm 管でできる密度波が 3mm 管のものと比べて安定で、そのままの大きさを保ったままゆっくりとした速度で下方向へ流れるので、この密度波の通過速度が低周波帯域の成分増大に起因しているものと思われる。

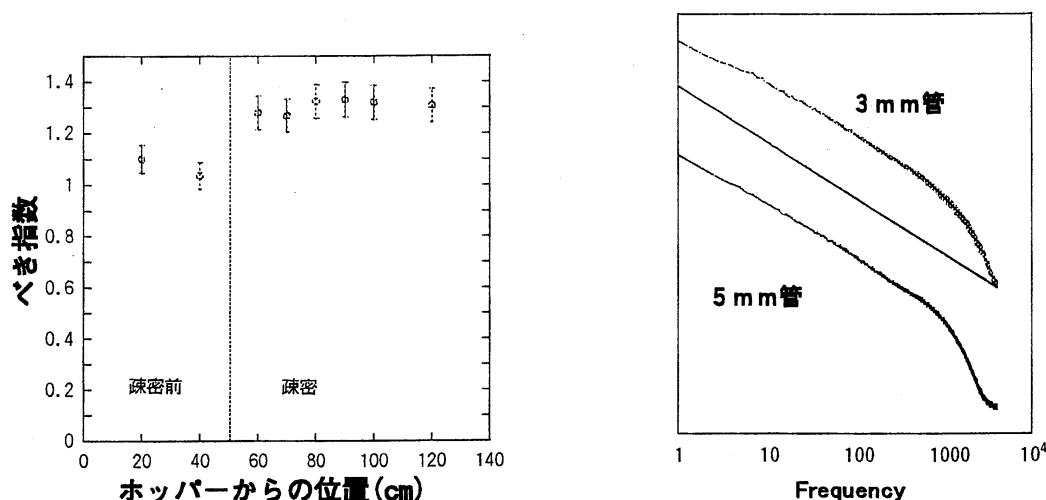


図 3.10 (左) 排出流量 200ml/min のパワースペクトルのベキ指数

図 3.11 (右) 3mm 管と 5mm 管のパワースペクトル (80cm)

3.7 疎密波生成の過程

次にどのようなプロセスを経て疎密ができるのかを説明する。疎密形成のミクロなダイナミクスは高速度ビデオカメラを用いて、秒間 5000 コマで撮影した映像を見ることで調べた。

open の環境での一様流では粉粒体同士は衝突することなくほぼ自由落下に近い速度で下方向に一様に流れる (図 3.12)。しかし、流量計で空気の流れを制限すること

でパイプの下から上方向へ向かう空気の流れが生じ、パイプ内部の圧力が上がるので、粉粒体は速度を失い、吹き上げでふわふわと舞いながらも重力により下方向へとゆっくりとした速度で流れる。この状態になると粉粒体同士は互いに衝突し合い、さらにエネルギーを失う。衝突によってエネルギーを失った粉粒体は衝突時に互いに凝集して小さなクラスターを形成することもあり、小さなクラスターはその集団のまま落下をするようになる（図 3.13）。疎密の形成される直前はこの小さなクラスターが多数観察される。さらにこの集団同士が衝突し、ついにはパイプ全体を埋め尽くす大きさのクラスターができる。普通に肉眼でこの状態を観察すると一様流の流れが遅い状態として見えるが、実際には肉眼ではとらえられない程度の大きさの疎密ができている。このパイプ全体を埋め尽くすクラスターがある程度の大きさのものになると、上からの粉粒体の降り積もりによる供給（図 3.12）もあって、肉眼でも見える大きさの安定した密度波ができ、それがそのままの大きさを保ちながら下方向に流れるようになる。こういったものが空気の排出流量によってはパイプの上部でも起こるようになり、パイプ中の至る所で密度波が発生して疎密流ができあがるのである（図 1.2）。密度波の下端は不安定な状態で、常にここから重力に引かれて下方向に崩れてゆく（図 3.15）しかし、下の崩れで出て行く粉粒体の量と同じ量の粉粒体が密度波の上部に供給され



図 3.12 一様流



図 3.13 小さなクラスター



図 3.14 降り積もる粉粒体



図 3.15 密度波の最下部は崩れる

るので、クラスターのサイズはあまり変動することなく下方向へ動くことになる。

§4 まとめ

鉛直ガラスパイプ中を流れる粉粒体のつくる疎密流の形成は、媒質である空気との相互作用による落下速度の低下、それによって起こる粉粒体同士の衝突によるエネルギー散逸、凝集といったプロセスを経てできる。Open の状態では粉粒体同士が衝突することによってエネルギーを失うことがないので疎密は発生しない。空気の流量を流量計で制限して管中の空気の圧力を上げることで、粉粒体がエネルギーを失いやすい状態が作りだされ、それによって密度波が形成されるようになる。空気の流量の制限をきつくするとパイプのより上部で密度波が発生することから、発生するための例えば、臨界圧力のような条件が存在するのではないかとおもわれる。

Open のパワースペクトルにみられる特徴的なピークは 3mm 管、7mm 管でもみられる。このピークの低周波部へのシフトが、疎密流のパワースペクトルのベキ的な直線の形成に関連しているようにも思える。図 3.4 でみたようにパワースペクトルのベキ的な直線は、たわんだ形から疎密がはっきり長くできているパイプ下部に進むに従い、はっきりしたものになってゆく。空気の排出流量の制限をきつくすると、断続的な疎密流がパイプ上部から全体にわたって観察され、定常に達する。そのときのパワースペクトルはきれいな直線になり、広い周波数帯域でベキになり、その指数 α はおよそ $4/3$ になる。このことは 3mm 管でも 5mm 管でも変わらない共通の過程で、多少の自由度の拡張ではかわらない。ここではふれなかったが、さらにパイプの内径を拡張した 7mm 管の実験では、疎密流の形成の過程が 3、5mm 管で疎密の生じる過程と少し異なる。7mm 管ではパイプ中部では密度波は十分に発達せず、パイプ下端の出口付近につまりが生じ、それが上からの粉粒体の供給でパイプ上方へと積もり、それが徐々にある程度の大きさずつにちぎれてゆく形で疎密流が生じる。その時系列信号をフーリエ変換して得たパワースペクトルもやはりベキ乗則を示すが、その指数 α はおよそ $5/3$ ぐらいで、3・5mm 管で得られたものより大きくなる。3、5mm 管でできる疎密流と 7mm 管でできる疎密流の形成過程の違いで指数が異なるので、このあたりにベキ指数の謎を解くポイントがあるのではないだろうか。

この研究は、まだわからないことが多く、検証すべきことは数多くある。この実験ではパイプの内径を変える実験を行ったが、粉粒体のサイズを変えてみてどのようにダイナミクスが変わるかみてみる必要がある。今までの実験では 1500mm という非常に限られたパイプの長さでの実験なので、これをもっと長いパイプで行った場合の実験も興味深い。疎密流の形成には媒質との相互作用が重要なので、媒質を空気以外のものにした実験、パイプ下端から空気を一定量吹き込んでみる、といった実験も行ってみたい。また、この分野の研究には数値シミュレーションが大変有効なので、これを実験と平行して進める必要がある。理論では 1 次元モデルによる $4/3$ 指数の導出¹⁰⁾がされているが、まだ実験と完全には対応してはいないと考える。

いずれにしろ、理論・実験・数値シミュレーションと三位一体で研究を進めてゆくこ

とがこの問題の解決には不可欠であろう。

参考文献

- 1) Y-h. Taguchi: Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 1367
- 2) A. Rosato, K. J. Strandburg, F. Printz and R. H. Swendsen:
Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1038
- 3) H. K. Pak and R. P. Behringer: Nature **382** (1996) 793.
- 4) G. Peng and H. J. Herrmann: Phys. Rev. E **49** R1796 (1994)
- 5) S. Horikawa, A. Nakahara, T. Nakayama and M. Matsushita:
J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 1870
- 6) A. Nakahara and T. Isoda: Phys. Rev. E **55** 4264 (1997)
- 7) 1997 年度 黒岩直哉 修士論文
- 8) O. Moriyama, T. Isoda, N. Kuroiwa, M. Kanda, I. Rafols
and M. Matsushita: J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998)
- 9) O. Moriyama, N. Kuroiwa, M. Kanda and M. Matsushita:
J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 1603
- 10) O. Moriyama, N. Kuroiwa, M. Matsushita, and H. Hayakawa:
Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 2883